

# Eine Näherungslösung zur Bestimmung des elektronischen Leitwertes einer Diodenstrecke im Laufzeitgebiet bei grossen Wechselspannungen

Fricke, Hans

Veröffentlicht in:  
Abhandlungen der Braunschweigischen  
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 6, 1954,  
S. 195-206



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

# Eine Näherungslösung zur Bestimmung des elektronischen Leitwertes einer Diodenstrecke im Laufzeitgebiet bei grossen Wechselspannungen.

Von Hans Fricke

Mit 6 Abbildungen

Vorgelegt von Herrn L. Pungs

*Summary: To avoid the well known circumstantial methods for the determination of the high-frequency electronic impedance of a diode in case of large voltages, a simple equivalent circuit is introduced, which gives a very clear picture of the energy-exchange between the electronic beam and the electromagnetic field.*

*Übersicht: Um den elektronischen Leitwert einer Diodenstrecke im Laufzeitgebiet auch bei großen Wechselspannungen unter Vermeidung zeitraubender graphischer Verfahren in einfacher Weise analytisch berechnen zu können, wird eine Ersatzschaltung eingeführt, bei der sowohl der Energieaustausch zwischen der Elektronenströmung und dem elektromagnetischen Feld als auch der Einfluß hoher Wechselspannungen sehr leicht zu übersehen ist.*

## 1. Ziel und Lösungsweg

Mit der ständig wachsenden Bedeutung der Dezimeterwellentechnik taucht immer häufiger das Problem auf, den elektronischen Scheinleitwert einer Diodenstrecke im Laufzeitgebiet auch bei großen Wechselspannungen zu berechnen, da die Diodenstrecke als Bauelement in den verschiedensten Röhrentypen in mannigfaltigen Kombinationen auftritt. Es ist das Ziel dieser Arbeit, eine einfach auswertbare analytische Lösung anzugeben, nach der der elektronische Leitwert einer Diodenstrecke, der sich bekanntlich aus Influenzstrom und anliegender Wechselspannung berechnen läßt, auch bei großen Hochfrequenzspannungen näherungsweise bestimmt werden kann. Die Ableitungen sollen sich auf den Sättigungsfall beschränken, in dem, z. B. durch Sättigungserscheinungen der Kathode, der Elektronenleitungsstrom sehr klein gegen den Verschiebungsstrom ist, so daß die Wirkung der Raumladung auf den Bewegungsvorgang der Elektronen vernachlässigt werden kann. Die Annahme des Sättigungsfalles bei der Ableitung der Näherungslösung ist berechtigt, da im Sättigungsfall bereits die grundsätzlichen Vorgänge einer Diodenstrecke im Laufzeitgebiet erkennbar sind und im Raumladungsgebiet praktisch nur bei kleinen Laufzeitwinkeln größere Abweichungen auftreten. Die angegebene Näherungslösung gilt nicht für extrem kleine Elektrodenabstände von etwa  $15\text{ }\mu$ , bei denen infolge ähnlicher Potentialverteilung wie im Anlaufstromgebiet kein „ungestörter“ Elektronenmechanismus mehr vorliegt.

Da bei großen Hochfrequenzspannungen zeitlich stark veränderliche Kräfte auf die im Hochfrequenzraum befindlichen Elektronen einwirken und somit der Laufzeitwinkel eine Funktion der Startzeit wird, läßt sich bei der exakten Berechnung keine analytisch geschlossene Lösung angeben. Bisher sind zur Bestimmung des elektronischen Scheinleitwertes einer Diodenstrecke bei hohen Wechselspannungen nur sehr zeitraubende graphische Verfahren

bekannt [1]. Lediglich für kleine Wechselspannungsamplituden, bei denen das elektrische Wechselfeld klein gegenüber dem Gleichfeld ist und noch keine Beeinflussung der Elektronenbewegung auftritt, ist eine analytisch geschlossene Lösung vorhanden [1], da in diesem Fall der Laufzeitwinkel als konstant angenommen werden kann.

Zur Ableitung der Näherungslösung für große Hochfrequenzspannungen wird von der analytischen Lösung für kleine Wechselspannungen ausgegangen, die sich in einfacher Weise aus der Elektronenbewegung im Hochfrequenzraum ergibt. Es wird sodann eine Ersatzanordnung gesucht, die in Abhängigkeit vom Laufzeitwinkel praktisch den gleichen Leitwertverlauf besitzt, die jedoch in bezug auf den Energieaustausch zwischen der Elektronenströmung und dem hochfrequenten elektromagnetischen Feld wesentlich übersichtlichere Verhältnisse aufweist. Während sich in der Diodenstrecke die Elektronen für die Dauer ihrer gesamten Flugzeit in ständiger Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld befinden, ist in der Ersatzanordnung nur ein zweimaliger Energieaustausch in eng begrenzten Zonen vorhanden. Infolge der sehr übersichtlichen Energieverhältnisse der Ersatzanordnung ist es durch einen einfachen Ansatz möglich, die beim Übergang zu großen Wechselspannungen auftretenden Änderungen der kinetischen Energie der Elektronen zu berücksichtigen und damit eine Näherungslösung für den Diodenscheinleitwert zu finden.

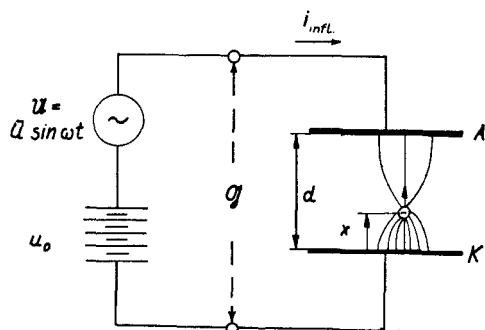
## 2. Analytische Lösung bei kleinen Wechselspannungen

Da die Näherungslösung von der analytischen Lösung für kleine Wechselspannungen ausgeht, soll die an und für sich bekannte Ableitung noch einmal kurz dargestellt werden. Liegt, wie Abb. 1 zeigt, an der Diodenstrecke  $KA$  außer der Gleichspannung  $u_0$  eine Wechselspannung  $u = \bar{u} \sin \omega t$ , dann fließt in den Zuleitungen zu den Elektroden außer dem für die Berechnung

des elektronischen Scheinleitwertes uninteressanten kapazitiven Ladestrom noch der durch die Elektronenbewegung gegebene Influenzstrom  $i_{\text{infl}}$ , der sich aus einer Gleichstromkomponente  $i_0$  und einer Wechselstromkomponente  $\mathfrak{I}_1$  zusammensetzt:  $i_{\text{infl}} = i_0 + \mathfrak{I}_1$ . Der an der Diodenstrecke  $KA$  auftretende elektronische Leitwert  $\mathfrak{G}$  ergibt sich aus den Wechselstromgrößen  $\mathfrak{I}_1$  und  $\mathfrak{U}$  zu

$$\mathfrak{G} = \frac{\mathfrak{I}_1}{\mathfrak{U}} \quad (1)$$

Abb. 1. Zur Berechnung des elektronischen Scheinleitwertes einer Diodenstrecke (statt  $\mathfrak{U}$  ist  $u$  zu setzen)



Der Influenzstrom ist bekanntlich durch die Wirkung sämtlicher im Hochfrequenzraum sich bewegender Elektronen als Ladungsänderung je Zeiteinheit gegeben

$$i_{\text{infl}} = \frac{q}{d} \sum \frac{dx}{dt},$$

so daß im allgemeinen Fall bei unendlich dicht aufeinanderfolgenden Elektronen gilt

$$i_{\text{infl}} = \frac{i_0}{d} \int_{t_1}^{t_a} \frac{dx}{dt} dt_1 \quad (2)$$

Hierbei bedeuten:

$i_0 dt_1$  = Ladung im Startintervall  $dt_1$

$t_1$  = Startzeit

$t_a$  = Ankunftszeit

$i_0$  = Gleichstrom entsprechend der Kathodenemission

$\frac{dx}{dt}$  = Elektronengeschwindigkeit

$d$  = Elektrodenabstand

Die Elektronengeschwindigkeit läßt sich durch einmalige Integration der Beschleunigungsgleichung angeben, für die bei Vernachlässigung der Raumladung gilt

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{q}{m} \mathcal{E} = \frac{q}{m d} (u_0 + \bar{U} \sin \omega t)$$

$q = 1,59 \cdot 10^{-19} \text{ A s}$  (Ladung des Elektrons)

$m = 9,03 \cdot 10^{-28} \text{ g} = 9,03 \cdot 10^{-35} \text{ VA s}^3 \text{ cm}^{-2}$  (Masse des Elektrons)

$\mathcal{E}$  = elektrische Feldstärke

$$\frac{dx}{dt} = \frac{q}{m d} \left[ u_0 (t - t_1) - \frac{\bar{U}}{\omega} (\cos \omega t - \cos \omega t_1) \right]$$

Der allgemeine Ansatz für den Influenzstrom einer Diode lautet somit

$$i_{\text{infl}} = \frac{i_0 q}{m d^2} \int_{t-\tau}^t \left[ u_0 (t - t_1) - \frac{\bar{U}}{\omega} (\cos \omega t - \cos \omega t_1) \right] dt_1$$

wenn die Laufzeit eines Elektrons  $t - t_1 = \tau$  gesetzt wird. Eine analytisch geschlossene Lösung dieses Integrals ist möglich bei Annahme einer kleinen

Wechselspannung  $\left( \frac{\bar{U}}{u_0} \ll 1 \right)$ , bei der mit einer konstanten nur durch die

Gleichspannung  $u_0$  gegebenen Laufzeit  $\tau_0$  gerechnet werden kann. An Stelle der Laufzeit  $\tau_0$  wird zur Normierung des Laufzeitvorganges der Laufwinkel  $\theta_0$  eingesetzt, der im Winkelmaß die auf die Periodendauer  $T$  der Hochfrequenzspannung bezogene Laufzeit angibt

$$\theta_0 = 2\pi \frac{\tau_0}{T} = 2\pi f \tau_0 = \omega \tau_0 \quad (3)$$

Das Ergebnis der Integration ergibt für den Influenzstrom

$$i_{\text{infl}} = i_0 + \frac{q \bar{U} i_0}{m d^2 \omega^2} \left\{ [2(1 - \cos \theta_2) - \theta_0 \sin \theta_0] \sin \omega t + [2 \sin \theta_0 - \theta_0 (1 + \cos \theta_0)] \cos \omega t \right\}$$

und damit gilt für den nur durch die Wechselstromgrößen bestimmten elektronischen Scheinleitwert

$$\mathfrak{G} = \frac{q i_0}{m d^2 \omega^2} \left\{ [2 (1 - \cos \theta_0) - \theta_0 \sin \theta_0] + j [2 \sin \theta_0 - \theta_0 (1 + \cos \theta_0)] \right\}$$

$$= \frac{q i_0}{m d^2 \omega^2} \cdot f_a(\theta_0) \quad (4)$$

Durch die Laufzeitwinkelfunktion  $f_a(\theta_0)$  ist die Größe des Leitwertes für beliebige Betriebszustände festgelegt. Abb. 2 zeigt die Ortskurve für die Spitze des Scheinleitwertes einer Diodenstrecke in Abhängigkeit vom Lauf-

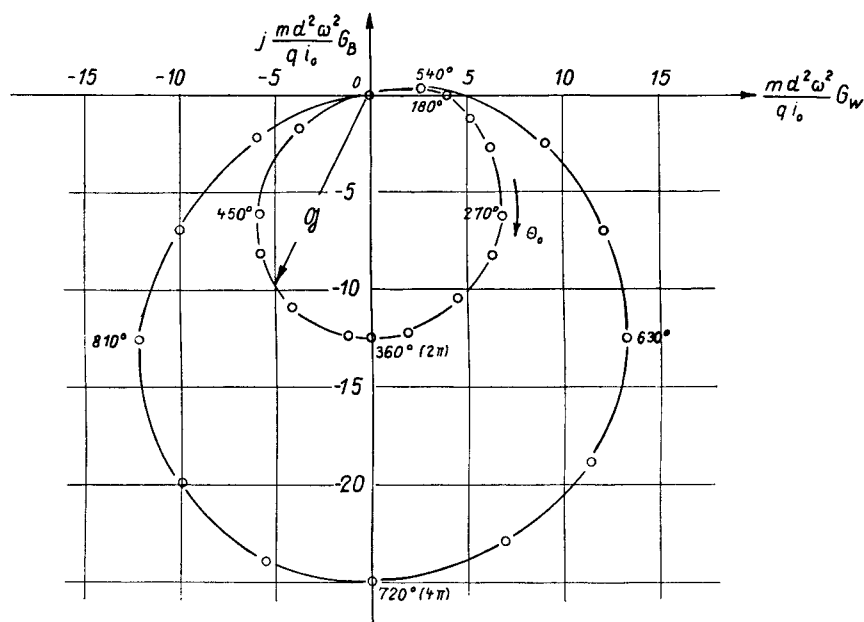


Abb. 2. Ortskurve für die Spitze des Scheinleitwertes einer Diodenstrecke bei kleinen Wechselspannungen in Abhängigkeit von Laufzeitwinkel  $\theta_0$ .

zeitwinkel  $\theta_0$  für den bei der Rechnung angenommenen Fall kleiner Wechselspannungen und konstantem  $i_0$ ,  $d$  und  $\omega$ . Wie bei allen Laufzeitröhren, tritt auch bei der Diode im Laufzeitgebiet stets gleichzeitig für die Wirk- und Blindkomponente des Scheinleitwertes eine Abhängigkeit vom Laufzeitwinkel auf. Während dabei der Blindleitwert zwar seine Größe ändert, aber praktisch immer induktiv bleibt, durchläuft der Wirkleitwert je nach der Wechselwirkung zwischen der Elektronenströmung und dem elektromagnetischen Feld abwechselnd positive und negative Werte.

Der das betriebliche Verhalten der Diodenstrecke bestimmende Laufzeitwinkel  $\theta_0$  läßt sich leicht aus dem Elektrodenabstand  $d$  und der Gleichspannung  $u_0$  berechnen. Entsprechend den in Abb. 1 festgelegten Bezeichnungen gelten bei reiner Gleichspannung ( $\bar{U} = 0$ ) die Bewegungsgleichungen

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{q u_0}{m d} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{q}{m} \cdot \frac{u_0}{d} (t - t_1) \quad x = \frac{q}{m} \cdot \frac{u_0}{d} \cdot \frac{(t - t_1)^2}{2}$$

Da für  $x = d$  auch  $t - t_1 = \tau_0$  ist, ergibt sich

$$d = \frac{q}{m} \frac{u_0 \tau_0^2}{2}$$

$$\tau_0 = d \sqrt{\frac{2m}{q u_0}} = \frac{2d}{\sqrt{\frac{2q}{m} u_0}}$$

und somit

$$\theta_0 = \omega \tau_0 = \omega \cdot \frac{2d}{\sqrt{\frac{2q}{m} u_0}} \quad (5)$$

### 3. Näherungslösung bei großen Wechselspannungen

Um eine einfache Näherungslösung angeben zu können, muß die Diodenstrecke, in der sich die Elektronen in dauernder Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld befinden, durch eine energiemäßig gleichwertige Ersatzanordnung ersetzt werden, bei der nur in engbegrenzten Schlitzzonen ein Energieaustausch zwischen der Elektronenströmung und dem Hochfrequenzfeld stattfindet. Der Aufbau einer derartigen Ersatzanordnung muß so gewählt werden, daß die in Abb. 2 dargestellte Ortskurve für die Spitze des Dioden-Scheinleitwertes auch für die neue Schaltung gilt. Wie die Ortskurve zeigt, ist für den Laufzeitwinkelbereich  $0^\circ \leq \theta_0 \leq 180^\circ$  nur eine verhältnismäßig geringfügige Leitwärtsänderung vorhanden; für Laufzeitwinkel über  $\theta_0 = 180^\circ$  treten dagegen große Leitwärtsänderungen auf mit einer gewissen Periodizität für  $\theta_0 = 180^\circ, 360^\circ, 540^\circ, 720^\circ \dots$  Der Übergang von der genauen Lösung zur Näherungslösung besteht nun darin, daß die fast kreisförmige Ortskurve durch die in Abb. 3 dargestellten Kreise ersetzt wird und der Punkt  $\theta_0 = 180^\circ$  in den Nullpunkt des Koordinatensystems gelegt wird. Der dabei notwendige Verzicht auf den Laufzeitwinkelbereich  $0^\circ \leq \theta_0 \leq 180^\circ$  ist wegen der in diesem Bereich nur verhältnismäßig geringen Scheinleitwärtsänderung im Rahmen einer Näherungslösung ohne weiteres gerechtfertigt.

Eine kreisförmige Leitwärtsortskurve kann bekanntlich auftreten, wenn als Ersatzschaltung ein einfacher Reihenresonanzkreis vorhanden ist. Da jedoch die angenommene Leitwerks-Ortskurve nicht wie beim üblichen Reihenschwingungskreis im I und IV, sondern im III und IV Quadranten der Gauß-

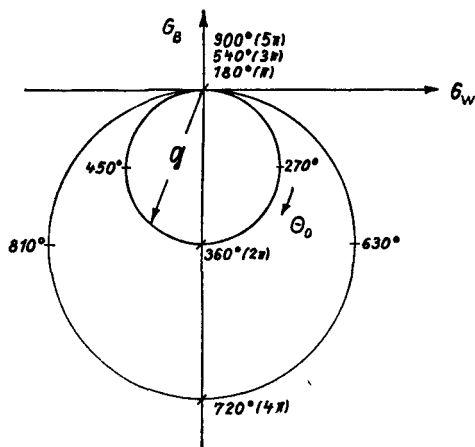


Abb. 3. Ersatz der in Abb. 2 dargestellten Ortskurve durch Kreise.

sehen Zahlenebene verläuft, muß zusätzlich durch einen Phasenschieber für eine  $90^\circ$ -Phasenverschiebung zwischen der Spannung  $u_a$  und dem Strom  $i_a$  gesorgt werden. Um ferner eine Zuordnung der  $\theta_0$ -Werte zu den kreisförmigen Leitwertortskurven zu erhalten, muß weiterhin an Stelle des Reihenschwingkreises eine äquivalente Laufzeitanordnung gesucht werden. Ein derartiger Ersatz ist durch ein ebenes Zweischlitzmagnetron gegeben, das den gleichen Scheinleitwertverlauf wie ein Reihenresonanzkreis mit negativem Wirkwiderstand besitzt [2].

Abb. 4 zeigt den Aufbau der Ersatz-Laufzeitanordnung zur Berechnung des Diodenleitwertes bei großen Wechselspannungen. Die von der Kathode  $K$  emittierten Elektronen werden mit Hilfe des Gitters  $G$  auf eine mittlere

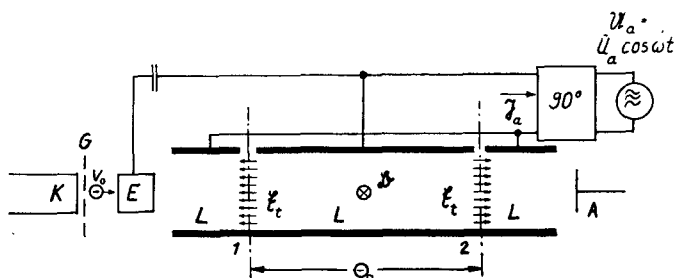


Abb. 4. Ersatz-Laufzeitanordnung zur Berechnung des elektronischen Scheinleitwertes einer Diodenstrecke bei großen Wechselspannungen (statt  $\mathfrak{Z}_a$  ist  $i_a$  und statt  $\mathfrak{Y}_a$  ist  $u_a$  zu setzen).

Geschwindigkeit  $v_0$  gebracht und treten nach Passieren des Einsortierungsmechanismus  $E$  in die eigentliche einem ebenen Zweischlitzmagnetron entsprechende Laufzeitanordnung ein, in der nur in den schmalen Schlitzzonen 1 und 2 hochfrequente Tangentialfelder  $\mathfrak{E}_t$  vorhanden sind. Das Elektron befindet sich also fast während seiner gesamten Laufzeit in einem feldfreien Raum  $L$  und tritt nur beim Passieren der Anodenschlitze in Wechselwirkung mit dem Hochfrequenzfeld. Da sich die Elektronen infolge eines senkrecht zur Zeichenebene vorhandenen überall konstanten Magnetfeldes  $\mathfrak{B}$  in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern bewegen, bleibt — ein besonderes Kennzeichen des Magnetrons — die Eintrittsgeschwindigkeit  $v_0$  auch bei dem Energieaustausch mit dem Tangentialfeld konstant; die Elektronen werden bei der Energieabgabe nicht abgebremst, sondern zur Anode „gehoben“. Für die Berechnung des normalen Betriebszustandes im eingeschwungenen Zustand wird die Hochfrequenzschwingung und die Elektroneneinsortierung bereits als bestehend angenommen, d. h. der von der Hochfrequenzspannung gesteuerte Einsortierungsmechanismus  $E$  gibt nur zu solchen Zeiten Elektronen ab, in denen in der ersten Schlitzzone ein maximaler Energieaustausch mit dem tangentialen Wechselfeld  $\mathfrak{E}_t$  möglich ist. Dieses durch die Spannung an den Elektroden der Diode gegebene Wechselfeld ist gegen die Generatorspannung  $u_a = \bar{U}_a \cos \omega t$  um  $90^\circ$  in der Phase verschoben. Zur Aufnahme der abgearbeiteten Elektronen ist der Auffänger  $A$  vorgesehen.

Um mit der gegebenen Laufzeitanordnung die Resonanzbedingungen des Reihenschwingungskreises zu erfüllen, muß zwischen der Entfernung der

beiden Schlitzzonen und der Elektronengeschwindigkeit ein ganz bestimmter Zusammenhang bestehen, der durch den auf den Weg von Schlitzzone zu Schlitzzone bezogenen Laufzeitwinkel  $\theta_0$  gegeben ist. Dieser Laufzeitwinkel muß so gewählt werden, daß im Resonanzfall in beiden Schlitzzonen ein maximaler Energieaustausch vorhanden ist, damit die Ersatzanordnung im richtigen Rhythmus „angestoßen“ wird. Der den Resonanzfall bestimmende Laufzeitwinkel ist durch die nachzubildende Ortskurve gegeben. Da die Resonanzstellen in der in Abb. 3 skizzierten Ortskurvendarstellung durch die größten Abweichungen vom Nullpunkt bestimmt sind und diese für einen Laufzeitwinkel  $\theta_0 = 2\pi, 4\pi \dots$  auftreten, muß die Potentialverteilung der Ersatzanordnung so gewählt werden, daß für diese Winkel die Anfachung am größten wird.

In jedem Schlitz wird eine bestimmte Potentialdifferenz durchlaufen. Der Unterschied  $\Delta u$  der Potentialdifferenzen in den zwei Schlitzen entspricht der vom Elektronenpaket abgegebenen Voltenergie. Für kleine Hochfrequenzspannungen und bei Vernachlässigung der Raumladung ist der als Influenzstrom auftretende im Außenkreis fließende Anodenwechselstrom  $i_a$  dem Unterschied  $\Delta u$  der Voltgeschwindigkeiten der Elektronen in den Schlitzzonen direkt proportional. Es gilt somit

$$i_a = g \cdot \Delta u \text{ mit } \Delta u = \bar{U} \cdot f(\theta_0) \quad (6)$$

$g$  = Proportionalitätsfaktor mit der Dimension eines Leitwertes.

Bei einer angelegten Spannung  $u_a = \bar{U}_a \cos \omega t$  bestimmt sich die Potentialdifferenz in der Schlitzzone 1 zu  $\bar{U}_a \sin \omega t$  und in der Schlitzzone 2 zu  $-\bar{U}_a \sin(\omega t + \theta_0)$ , so daß für den im Außenkreis fließenden Strom  $i_a$  gilt

$$i_a = g \bar{U}_a [-\sin(\omega t + \theta_0) - \sin \omega t]$$

$$i_a = g \bar{U}_a [-\sin \theta_0 \cos \omega t - (1 + \cos \theta_0) \sin \omega t]$$

Der Anodenwechselstrom besteht aus Wirk- und Blindanteil. Setzt man die Scheitelwerte von Wirk- und Blindstrom ins Verhältnis zum Scheitelwert der Wechselspannung, so erhält man die Wirk- und Blindkomponente des Scheinleitwertes der Diodenstrecke

$$\mathfrak{G} = g [-\sin \theta_0 - j(1 + \cos \theta_0)] = g \cdot f_e(\theta_0)$$

Diese Gleichung, bei der die Laufzeitwinkelfunktion  $f_e(\theta_0)$  in der komplexen Ebene als Ortskurve einen Kreis ergibt, gilt zunächst nur für den Laufzeitwinkelbereich  $\pi \leq \theta_0 \leq 3\pi$ , da, wie Abb. 2 zeigt, mit wachsendem Laufzeitwinkel der erste Resonanzfall bei  $\theta_0 = 2\pi$  auftritt. Beträgt der Laufzeitwinkel im Resonanzfall dagegen  $\theta_0 = 4\pi$ , dann befindet sich das durch den Einsortierungsmechanismus gebündelte Elektronenpaket in der Diodenstrecke doppelt so lange in Wechselwirkung mit dem Hochfrequenzfeld, so daß für den Laufzeitwinkelbereich  $3\pi \leq \theta_0 \leq 5\pi$  die Anfachung und damit der Scheinleitwert doppelt so groß wird, wobei jedoch die Kreisform der Ortskurve infolge des sonst unveränderten Elektronenmechanismus in der Ersatzanordnung erhalten bleibt. Für  $\theta_0 = 6\pi$  tritt eine Verdreifachung des Kreisdurchmessers gegenüber  $\theta_0 = 2\pi$  auf usw. Entsprechend dem Aufbau der Ersatzschaltung stimmen die bei  $\theta_0 = 2\pi, 4\pi \dots$  errechneten Werte vollkommen mit denen der genauen Rechnung überein. Die allgemeine Gleichung zur Berechnung des Scheinleitwertes lautet somit



$$\mathfrak{G} = m g [-\sin \theta_0 - j(1 + \cos \theta_0)] = m g \cdot f_e(\theta_0) \quad (7)$$

mit  $m = 1$  für  $\pi \leq \theta_0 \leq 3\pi$   
 $m = 2$  für  $3\pi \leq \theta_0 \leq 5\pi$   
 $m = 3$  für  $5\pi \leq \theta_0 \leq 7\pi \dots$

Zur zahlenmäßigen Auswertung dieser Gleichung muß noch der Proportionalitätsfaktor  $g$  bestimmt werden, der sich durch einen Koeffizientenvergleich zwischen der genauen Lösung und der Näherungslösung ergibt. Wird als Bezugspunkt der Laufzeitwinkel  $\theta_0 = 2\pi$  gewählt, dann folgt aus den Gl. (4) und (7)

$$\frac{q i_0}{m d^2 \omega^2} \cdot f_a(\theta_0) = g \cdot f_e(\theta_0)$$

Die in den Gl. (4) und (7) festgelegten Laufzeitwinkelfunktionen  $f_e(\theta_0)$  und  $f_a(\theta_0)$  besitzen für  $\theta_0 = 2\pi$  die Werte

$$f_a(\theta_0) = 12,56 = 4\pi$$

$$f_e(\theta_0) = 2$$

so daß gilt

$$g = \frac{q i}{m d^2 \omega^2} \cdot \frac{f_a(\theta_0)}{f_e(\theta_0)} = \frac{q i_0}{m d^2 \omega^2} \cdot 2\pi$$

$$g = \frac{q i_0}{2\pi m d^2 f^2} \quad (8)$$

Nachdem nun eine Ersatzanordnung gefunden wurde, durch die zunächst bei kleinen Hochfrequenzspannungen das betriebliche Verhalten der Diodenstrecke durch einen zweimaligen Energieaustausch in konzentrierten Feldern dargestellt werden kann, soll ein einfacher Übergang zu großen Wechselspannungen aus einer Betrachtung der Energieverhältnisse abgeleitet werden. Wie die in Abschnitt 2 angegebenen Bewegungsgleichungen zeigen, findet in der Diodenstrecke bei größeren Wechselspannungen eine zusätzliche Geschwindigkeitsänderung der Elektronen statt, die die kinetische Energie der Elektronenpakete ändert. In der Ersatzanordnung wird jedoch weiterhin mit konstanter Elektronengeschwindigkeit gerechnet und an Stelle der Geschwindigkeitsänderung eine energiemäßig gleichwertige Korrektur der in den Schlitzzonen herrschenden Potentialdifferenzen durchgeführt, so daß der Energieaustausch der gesamten Anordnung unverändert erhalten bleibt.

Die Bewegung der Elektronen in der Diode hängt von der auf sie einwirkenden Kraft, also von der zeitlich veränderlichen Gesamtspannung  $u(t)$  ab. Es ist

$$u(t) = u_0 (1 - H \cos \omega t)$$

wobei zur Normierung der nachfolgenden Beziehungen die Größe der Wechselspannung durch das dimensionslose Spannungsverhältnis  $H$  gegeben ist zu

$$H = \frac{\bar{U}}{u_0} \quad (9)$$

Die bei großen Wechselspannungen ( $H \neq 0$ ) gegenüber dem Fall kleiner Wechselspannung ( $H = 0$ ) auftretende Spannungsänderung  $\Delta u$  beträgt somit

$$\Delta u = u_0 H \cos \omega t$$

und die hierdurch bedingte auf den Ruhewert bei  $H = 0$  bezogene Energieänderung  $\Delta A$  ist daher gegeben zu

$$\Delta A = \frac{1}{2} H^2 A$$

Bei konstanter Elektronengeschwindigkeit in der Ersatzschaltung muß somit beim Übergang zu großen Wechselspannungen die zwischen den Schlitzzonen auftretende Potentialdifferenz um das  $1/2 H^2$ fache des Ruhewertes geändert

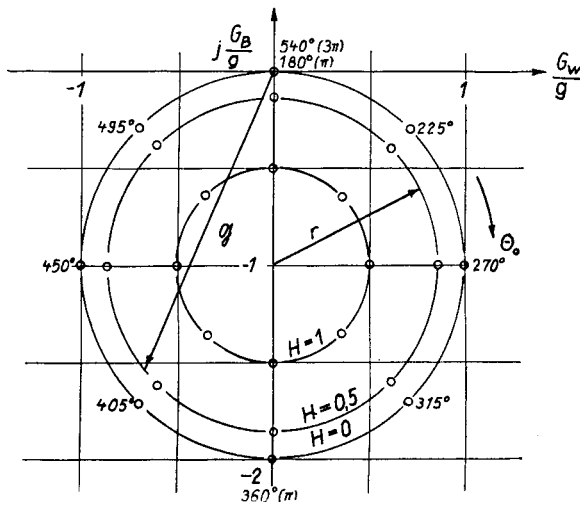


Abb. 5. Ortskurve für die Spitze des Scheinleitwertes einer Diodenstrecke für verschiedene Wechselspannungsverhältnisse  $H$  bei Anwendung der Näherungslösung

werden, damit die gleichen Energieverhältnisse vorliegen wie bei der Diodenstrecke. Liegt an der Schlitzzone 1 wiederum die Potentialdifferenz  $\bar{U}_a \sin \omega t$ , dann muß an der Schlitzzone 2 bei großen Wechselspannungen der Wert

$-\bar{U}_a [\sin(\omega t + \theta_0) - \frac{H^2}{2} \sin(\omega t + \theta_0)]$  vorhanden sein. Nach Gl. (6) ergibt

sich dann der Influenzstrom zu

$$i_a = g \bar{U}_a \left[ -\sin(\omega t + \theta_0) + \frac{H^2}{2} \sin(\omega t + \theta_0) - \sin \omega t \right]$$

$$i_a = g \bar{U}_a \left[ \left( -\sin \theta_0 + \frac{H^2}{2} \sin \theta_0 \right) \cos \omega t - \left( 1 + \cos \theta_0 - \frac{H^2}{2} \cos \theta_0 \right) \sin \omega t \right]$$

In dem in der Praxis am wichtigsten Laufzeitwinkelbereich  $\pi \leq \theta_0 \leq 3\pi$  gilt somit für den Scheinleitwert  $\mathfrak{G}$  bei großen Wechselspannungen

$$\mathfrak{G} = g \left\{ \left( \frac{H^2}{2} - 1 \right) \sin \theta_0 - j \left[ 1 - \left( \frac{H^2}{2} - 1 \right) \cos \theta_0 \right] \right\} \quad (10)$$

Wie aus der durch Gl. (10) gegebenen in Abb. 5 dargestellten Ortskurve für  $\mathfrak{G}$  zu erkennen ist, bleibt beim Übergang zu großen Wechselspannungen

die Kreisform erhalten und der Kreismittelpunkt liegt wie bei  $H = 0$  auf der imaginären Achse beim Wert  $-1$ , jedoch wird der Kreisradius  $r = 1 - H^2/2$  mit wachsender Wechselspannung kleiner, d. h. die Diode zeigt im Laufzeitgebiet ein nichtlineares Verhalten. Infolge des einfachen Aufbaus der Gl. (10) ist auch bei großen Wechselspannungen mit Hilfe der Näherungslösung zahlenmäßig der elektronische Scheinleitwert der Diodenstrecke leicht zu bestimmen.

Es ist interessant festzustellen, daß der gleiche Ortskurvenverlauf auch bei der Bremsfeldröhre vorhanden ist, nur kann der Absolutbetrag des Scheinleitwertes dort bis zum vierfachen Wert ansteigen [1]. Diese Übereinstimmung der Leitwertsortskurven läßt sich auch anschaulich erklären, da die Bremsfeldröhre mit ihrem Hochfrequenzraum zwischen Gitter und Anode als eine Parallelschaltung von zwei Diodenstrecken mit entgegengesetzt gerichteten Elektronenströmungen angesehen werden kann.

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, daß im Raumladungsgebiet, abgesehen vom Bereich sehr kleiner Laufzeitwinkel, der Charakter der Ortskurve annähernd erhalten bleibt, jedoch ist, wie eine hier nicht dargestellte in gleicher Weise durchgeführte Rechnung zeigt, der Kreisdurchmesser der Ersatzortskurve etwas größer und der Mittelpunkt liegt nicht mehr auf der negativ imaginären Achse, sondern im III. Quadranten der komplexen Ebene. In einem gewissen Laufzeitwinkelbereich treten daher auch kapazitive Blindleitwerte auf. Die Abhängigkeit des Scheinleitwertes von der Größe der Hochfrequenzspannung entspricht jedoch auch im Raumladungsgebiet vollkommen der des Sättigungsfalles, d. h. der Leitwertbetrag wird mit zunehmender Wechselspannung kleiner, es liegt also das gleiche nichtlineare Verhalten vor.

#### 4. Vergleich mit graphischen Verfahren

Eine Kontrolle der Näherungslösung soll durch einen Vergleich mit den bekannten graphischen Verfahren durchgeführt werden [1]. Mit Hilfe der zeichnerischen Lösung kann jeder beliebige Betriebsfall ermittelt werden, nur ist der Weg sehr umständlich und zeitraubend, da für jeden gewählten Laufzeitwinkel und jedes Spannungsverhältnis  $H$  eine Vielzahl von Kurven dargestellt und berechnet werden muß.

Nach Aufzeichnung des zeitlichen Verlaufs der an der Diodenstrecke liegenden Hochfrequenzspannung werden in einem „Elektronenfahrplan“ die durch die Bewegungsgleichungen gegebenen Elektronenbahnen dargestellt. Aus diesem Diagramm lassen sich die zur Berechnung des Augenblickswertes des Influenzstromes erforderlichen Größen entnehmen: die Geschwindigkeit der Elektronen, gegeben durch die Steilheit der Bahnkurve und die Anzahl der Elektronen, gegeben durch die Dichte der Bahnkurven. Unter Benutzung der allgemein gültigen Gl. (2) kann dann der zeitliche Verlauf des Influenzstromes konstruiert werden und durch eine Fourieranalyse daraus Amplitude und Phase der Grundwelle des Influenzstromes ermittelt werden, so daß für die gegebene Wechselspannung auch der gesuchte Scheinleitwert festliegt. Wird diese graphische Konstruktion für verschiedene Laufzeitwinkel und verschiedene Hochfrequenzspannungen wiederholt, dann ergeben sich die in

Abb. 6 dargestellten Ortskurven. Ein Vergleich mit den in Abb. 5 aufgezzeichneten Ortskurven der Näherungslösung ergibt, daß entsprechend den bei der Aufstellung der Ersatzanordnung angenommenen Vernachlässigungen Abweichungen praktisch nur an den Grenzen der Laufzeitwinkelbereiche, also

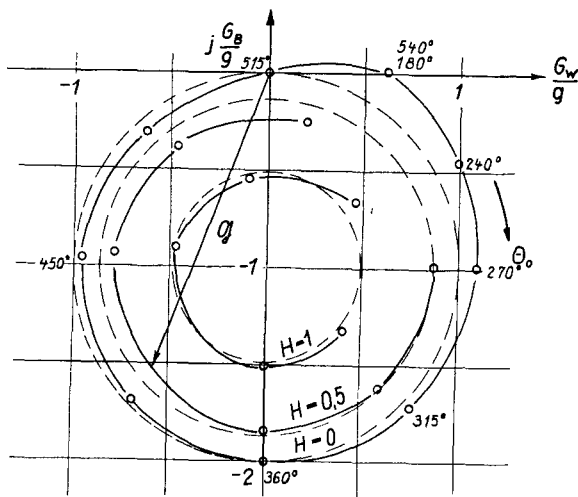


Abb. 6. Ortskurve für die Spitze des Scheinleitwertes einer Diodenstrecke für verschiedene Wechselspannungsverhältnisse  $H$  bei Anwendung des graphischen Lösungsverfahrens (Ortskurvenverlauf der Näherungslösung gestrichelt eingezeichnet).

bei  $\theta_0 = \pi, 3\pi, 5\pi \dots$  auftreten, sich aber auch dort in erträglichen Grenzen halten. Der Einfluß der Hochfrequenzspannung auf die Größe des Scheinleitwertes kann mit genügender Genauigkeit aus der Näherungslösung entnommen werden, so daß zur grundsätzlichen Berechnung des betrieblichen Verhaltens einer Diodenstrecke im Laufzeitgebiet bei großen Wechselspannungen auf die Benutzung der sonst allein möglichen umständlichen graphischen Verfahren verzichtet werden kann.

## 5. Zusammenfassung

Zur Berechnung des elektronischen Leitwertes einer Diodenstrecke im Laufzeitgebiet bei großen Wechselspannungen wird eine Näherungslösung aus einer Ersatz-Laufzeitanordnung abgeleitet, bei der die in der Diodenstrecke kontinuierliche Wechselwirkung zwischen der Elektronenströmung und dem elektromagnetischen Feld durch einen zweimaligen konzentrierten Energieaustausch in eng begrenzten Zonen ersetzt ist. Diese aus einem ebenen Zweischlitzmagnetron entwickelte Anordnung bietet den Vorteil, daß besonders beim Übergang zu großen Hochfrequenzspannungen die Energieverhältnisse sehr übersichtlich werden. Es besteht dadurch die Möglichkeit, auch bei großen Wechselspannungen, für die keine analytisch geschlossene Lösung vorhanden ist, eine einfache Näherungslösung anzugeben, so daß zur Klärung des betrieblichen Verhaltens der Diode auf die sehr umständlichen graphischen Verfahren verzichtet werden kann.

Die vorliegende im Institut für Fernmelde- und Hochfrequenztechnik der Technischen Hochschule Braunschweig entstandene Arbeit stellt eine weitere Anwendung der bereits in meiner Habilitationsschrift angegebenen Ersatzanordnungen zur Berechnung elektronischer Scheinleitwerte im Laufzeitgebiet dar [2], und ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. L. Pungs nochmals für seine Unterstützung und Ratschläge meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

### Literatur

- [1] F. W. Gundlach, Grundlagen der Höchsthochfrequenztechnik, Springer-Verlag 1950 (dort weitere ausführliche Schrifttumsangaben).
- [2] H. Fricke, Über die Frequenzmodulation beim Magnetstrom im Dezimeterwellengebiet. A. E. Ü. Bd. 6 (1952) S. 228.